

потоке толщина ударной волны увеличивается быстрее толщины пограничного слоя. Данный вывод противоречит предложению Пробстена [1], согласно которому существует режим обтекания, когда весь ударный слой будет вязким, но ударная волна остается тонкой.

Автор благодарит Г. И. Петрова за поддержку и интерес к работе, а также В. С. Авдеевского и В. А. Сухнева за советы в ходе ее выполнения.

Поступила 13 VIII 1964

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Probstein R. F. Continuum Theory and Rarefied Hypersonic Aerodynamics. Rarefied Gas Dynamics. 1960, No 3, p. 416 (Proc. of the First Intern. Symposium Held at Nice).
2. Сухнев В. А. Об определении поправок к показаниям насадков полного напора в сверхзвуковом потоке разреженного газа. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1964, № 5.
3. Physical Measurements in Gas Dynamics and Combustion Ed. Ladenburg R. Lewis V. Pease R. N. Taylor H. S. High Speed Aerodynamics and Jet Propulsion, 1955.
4. Schopper E., Schumacher B. Messung von Gasdichten mit Korpshularstrahlsonder. Z. Naturforschung, 1951, No 6a, S. 700—705.
5. Бусыгин Э. П., Тумакаев Г. К. Измерение плотности газа за ударной волной в ударной трубе методом электронного пучка. Ж. техн. физ., 1964, т. 34, вып. 1, стр. 122—127.
6. Hurlbut F. C. Electron Beam Density Probe for Measurement in Rarefied Gas Flow. J. Appl. Phys., 1959, vol. 30, No 3, p. 273.
7. Sherman P. M. Visualization of low. Density Flow by Means of oxyden Absorption of Ultraviolet Radiation J. Aeronaut sci., 1957, vol. 24, No 2, p. 93.
8. Handbook of Supersonic Aerodynamics, section 8, Bodies of Revolution. Navweps Report 1488 (vol. 3) Published of Direction of the Chiff of the Bureau of Nava Weapons, 1961.
9. Белоцерковский О. М. Расчет обтекания осесимметричных тел с отошедшей ударной волной (Расчетные формулы и таблицы полей течений). ВЦ АН СССР, 1961.
10. Mott-Smith H. M. Solution of the Boltzmann Equation for a Shock Wave. Phys. Rev., 1951, vol. 82, No 6, p. 885.
11. Авдеевский В. С., Копяткевич Р. М. Расчет ламинарного пограничного слоя в сжимаемом газе при наличии теплообмена и произвольном распределении давления вдоль поверхности. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1960, № 1.

#### ТЕМПЕРАТУРА ГАЗА ЗА ОТРАЖЕННЫМИ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

*А. А. Борисов, И. С. Заслонко, С. М. Козарко*

(Москва)

Использование отраженных волн в ударной трубе обладает целым рядом преимуществ при исследовании протекания химических реакций за ударными волнами. Наиболее важным параметром газа в таких исследованиях является температура за отраженной ударной волной. Как показывают многочисленные эксперименты, одномерная газодинамическая теория в некоторых случаях недостаточна для определения параметров газа и, в частности, его температуры при отражении ударной волны. Поэтому очевидна важность непосредственных измерений температуры за отраженной ударной волной. Для инертных газов в высокотемпературном диапазоне такие измерения были произведены [1]. Однако в наиболее интересном для кинетики многих реакций температурном диапазоне от 1500 до 2500° K непосредственных измерений температуры произведено не было.

Целью настоящей работы было измерение температуры за отраженной ударной волной обобщенным методом обращения  $D$ -линии натрия [2] и выяснение соответствия реальных значений и профиля температуры, рассчитанного по идеальной одномерной теории и по измеренной скорости падающей ударной волны в области температур 1500—2500° K, а также выяснение возможностей применения данной методики к изучению протекания взрывных реакций за отраженными ударными волнами.

1. **Экспериментальная установка.** Опыты проводились в ударной трубе внутренним диаметром 50 мм. Длина секции низкого давления составляла 3,5 м, а секции высокого давления — 1,5 м. Окна для оптических наблюдений изготовлялись из оптического стекла, диаметр окна составлял 20 мм, толщина 20 мм. Расстояние от центра смотрового окна до торца составляло от 12 до 33 мм. Общая схема установки приведена на фиг. 1: 1 — источник сравнения, излучающий сплошной спектр, 2 и 3 — объективы, 4 и 5 — смотровые окошки, 6 и 7 — датчики для измерения скорости, 8 и 9 — зеркала, 10 — монохроматор, 11 и 12 — фотоумножители. Скорость ударной волны измерялась двумя датчиками давления с титанатом бария, отстоящими друг от друга на расстоянии 806 мм. Расстояние от торца до ближайшего датчика 7 — 130 мм. Измерение времени производилось при помощи микросекундного хронометра с пересчетной схемой ПС-10 000 [3]. Точность измерения скорости составляла 1%; отметим, что при этом измерялась средняя скорость между максимальной по длине трубы и скоростью у торца.

Как отмечалось в работе [1], для некоторых газов лучшее соответствие измеренной температуры с рассчитанной по скорости падающей волны получается, если относить измеренные значения температуры к максимальной скорости падающей волны, а для других газов — при сопоставлении измеренных значений с вычисленными по скорости, экстраполированной к торцу. Поскольку на ударной трубе, описанной выше, были проведены исследования кинетики воспламенения [1, 4] и при этом скорость ударной волны, использовавшаяся при расчете температуры, измерялась на базе 806 мм, то в настоящей работе не проводилось детального изучения профиля скорости падающей волны по длине трубы.

Методика измерения температуры аналогична описанной в работе [2]. На осциллограф ОК-17 с измененными усилителями записывались фототоки от двух фотоумножителей ФЭУ-17, при помощи одного из них регистрировалось излучение горячего газа в трубе  $\Phi_1$ , а при помощи другого — изменение во времени потока света, прошедшего через трубу от источника сравнения, плюс излучение газа  $\Phi_2$ . На фотоумножители подавался свет с длиной волны вблизи  $D$ -линии натрия.

Температура за отраженной волной  $T_5$  определялась по формуле

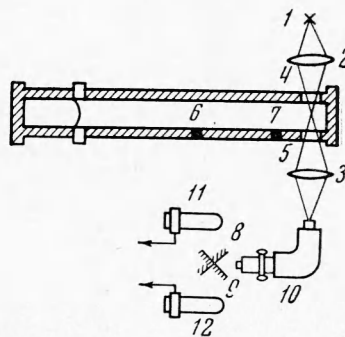
$$T = T_0 \left[ 1 + \frac{\lambda T_0}{C_2} \left( 1 - \frac{\Phi_2 - \Phi_0}{\Phi_1} \right) \right]^{-1}$$

Здесь  $T$  — измеряемая температура,  $T_0$  — температура источника сравнения,  $\Phi_0$  — световой поток от источника сравнения,  $\Phi_1$  — световой поток от горячего газа,  $\Phi_2$  — световой поток от источника сравнения плюс излучение горячего газа,  $C_2$  — константа,  $\lambda$  — длина волны.

Определение относительной чувствительности каналов производилось при помощи регистрации по обоим каналам излучения от газа, нагретого ударной волной.

В качестве источника сравнения использовалась вольфрамовая температурная лампа СИ6-40 с яркостной температурой в области  $D$ -линии натрия 2300° К. Яркостная температура эталонной лампы определялась по оптическому пирометру ОППИР-17 с точностью  $\pm 20^\circ$ . С учетом отражений на стекле и объективе эффективная температура источника оказалась 2230° К. В качестве монохроматора использовался спектрограф ИСП-51 с дисперсией в области  $D$ -линии натрия 85 Å/мм, выходная и входная щели монохроматора были около 0,1 мм. В работе [2] анализируется точность данной методики. Общая формула для определения ошибки очень громоздка, поэтому не приводим расчета ошибок. В наших условиях отношение сигнал — шум было таким, что было возможно измерение температуры с точностью  $\pm 30^\circ$  при 2000° К. С учетом точности градуировки эталонной лампы ошибка в определении температуры составляла  $\pm 50^\circ$  при 2000° К.

2. **Результаты экспериментов.** Многочисленные исследования [1, 3, 5] показывают, что идеальная одномерная картина отражения ударных волн не учитывает целый ряд эффектов, которые сопровождают реальное течение газа в ударной трубе. В первую очередь нужно отметить взаимодействие отраженной ударной волны с пограничным слоем за падающей волной. Это взаимодействие приводит к нарушению одномерности течения и к значительным изменениям скорости отраженной волны в двух- и многоатомных газах. Развитие пограничного слоя за отраженной ударной волной приводит к сильным неоднородностям плотности газа. Кроме непосредственного взаимодействия отраженной волны с пограничным слоем, при отражении, веро-



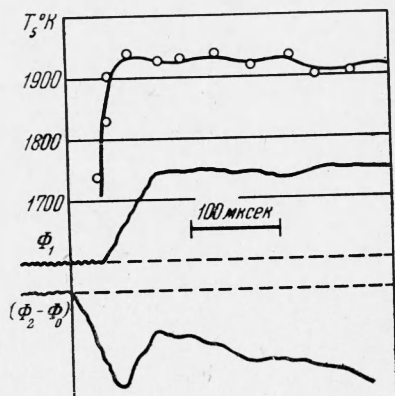
Фиг. 1

ятно, следует учитывать и неидеальность потока за падающей волной. Температура за падающей волной сначала несколько возрастает, а потом спадает по направлению от ударного фронта к контактной области [2, 6]. Поэтому отраженная волна распространяется по газу с непостоянной температурой.

Кроме чисто газодинамических явлений, для двух- и многоатомных газов также нужно учитывать эффекты релаксации как за падающей, так и за отраженной волнами. Из-за релаксации отраженная волна вблизи торца может распространяться по термодинамически неравновесному газу. Степень отклонения реальной температуры за отраженной волной от значений, рассчитанных по скорости падающей волны на основании идеальной теории, и степень постоянства этой температуры во времени в области сравнительно небольших чисел Маха падающей волны весьма существенны для изучения кинетики протекания химических реакций. Поэтому для исследования нами были выбраны газы, которые обычно используются в качестве инертных разбавителей в кинетических опытах (Ar и N<sub>2</sub>).

Скорость падающей волны  $u_s$  в экспериментах с азотом изменялась от 1.15 до 1.5 км/сек, что соответствует температурному диапазону за отраженной волной от 1500 до 2300° К. Начальные давления изменялись от 25 до 60 мм Hg.

Азот в качестве объекта исследования интересен тем, что как двухатомный газ он имеет весьма четко выраженное явление «бифуркации» (нарушения одномерности отраженной

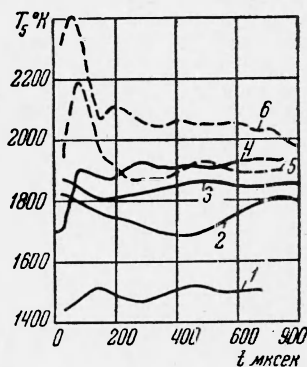


Фиг. 2

волны), а также довольно значительное время колебательной релаксации. Как показали исследования, выполненные при помощи полутеневого устройства и фотографирования с непрерывной разверткой [8, 5], скорость отраженной волны в азоте значительно менялась со временем, особенно в начальной стадии отражения. Как меняется при этом температура за отраженной ударной волной с временем и с расстоянием от торца — было совершенно неясно, так как теории реального течения газа в ударной трубе, хорошо удовлетворяющей экспериментальным данным, пока, к сожалению, нет. Соответственно нет и методов вычисления параметров газа за отраженной волной в реальной трубе. Так как форма отраженной ударной волны в азоте и ее скорость различны на различных расстояниях от торца, то для выяснения постоянства температуры за отраженной волной в различных точках пространства произведены измерения на расстоянии 12 и 33 мм от торца.

На фиг. 2 приведены характер записей фототоков  $\Phi$  и вычисленный по ним профиль температуры  $T_s$  за отраженной ударной волной. В приведенном опыте начальное давление азота  $P_0 = 38$  мм Hg, скорость падающей волны  $u_s = 1.31$  км/сек, рассчитанная температура  $T^* = 1850^\circ$  К, расстояние от оси наблюдения до плоскости торца 33 мм. На фиг. 3 для сравнения приведены кривые, показывающие характер изменения во времени температуры за отраженной волной в азоте на различных расстояниях от торца. Для сплошных кривых расстояние от оси наблюдения до торца составляло 33 мм, для пунктирных — 12 мм. Характер поведения во времени температуры за отраженной волной плохо воспроизводится от опыта к опыту, как видно из фиг. 3, где кривые соответствуют тройкам значений параметров ( $u_s$ , км/сек;  $p_0$ , мм Hg;  $T$ , °К), а именно: кривая 1 — (1.14, 40, 1500); кривая 2 — (1.28, 40, 1800); кривая 3 — (1.28, 40, 1800); кривая 4 — (1.33, 40, 1800); кривая 5 — (1.33, 40, 1880); кривая 6 — (1.43, 40, 2100).

В опытах, в которых расстояние от оси наблюдения до торца составляло 12 мм, обнаружена зона повышенной температуры вблизи от торца. Наличие этой зоны является экспериментальным фактом, объяснить который в настоящее время затруднительно, так как, вероятно, в этом случае следует учитывать не только релаксацию колебательных степеней свободы за падающей и отраженной ударными волнами и связанное с этим изменение температуры, но и то, что измерения проводились в области значительного изменения состояния газа в пристеночном слое и значительного изменения скорости отраженной ударной волны. Влияние каждого процесса при таком способе измерения температуры выделить невозможно. Температура, измерен-



Фиг. 3

ная на расстоянии 33 мм от торца, весьма постоянна в течение времени, мало отличающегося от времени стационарного состояния газа на торце трубы, которое было рассчитано по идеальной теории [3].

Наблюдающиеся нерегулярные от опыта к опыту отклонения температуры от среднего значения (см. фиг. 3) в некоторых опытах достигали довольно значительных величин ( $\pm 150^\circ$ ). Отклонения можно объяснить колебаниями температуры газа, но можно приписать это и неодинаковости концентраций излучателей в двух различных объемах газа, из которых поступают световые импульсы на фотоумножителе. Возможно также совместное действие обеих причин. Чисто случайный перепад концентраций по пучкам, вероятно, не может привести к столь значительным колебаниям в измеренной температуре. Если считать, что колебания температуры происходят по причине неодинаковости концентраций излучателей в двух расположенных рядом объемах газа, то необходимо признать наличие сильной неоднородности газа за отраженной волной. Однако эксперименты, в которых регистрировалось только излучение по обоим каналам, показывают, что концентрации излучателей в пучках почти одинаковы, так как обе кривые подобны. Таким образом, отклонения от средних значений в измерениях, скорее всего, связаны именно с колебаниями температуры самого газа. Косвенным подтверждением этого факта может служить наблюдающийся экспериментально значительный разброс задержек воспламенения за отраженными ударными волнами [4]. По-видимому, повышенная температура в отдельных объемах газа приводит к тому, что смесь в этих объемах воспламеняется раньше, чем в остальной части объема.

Кроме азота, в качестве исследуемого газа нами был выбран аргон. Отражение ударных волн в аргоне исследовалось подробно во многих работах, в которых применялись различные методики исследования. Это связано, в частности, с тем, что обычно изучают протекание химических реакций за ударными волнами в смесях, сильно разбавленных аргонном. Однако к настоящему времени нет единого мнения в вопросе о том, соответствуют ли реальные температуры за отраженной волной в аргоне рассчитанным по скорости падающей волны.

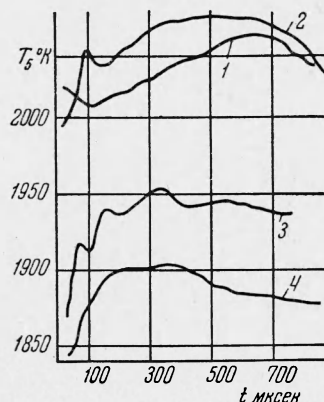
В работе [1] при помощи обобщенного метода обращения были измерены температуры за отраженной волной в аргоне в области температур, больших  $5000^\circ\text{K}$ . Все измерения проводились на расстоянии 11 мм от торца. Установлено, что средняя температура, вычисленная по экспериментальным точкам, лежит на 7% ниже рассчитанной по идеальной теории и измеренным скоростям падающей волны. Во-вторых, обнаружен резкий спад температуры порядка  $1000^\circ\text{K}$  при температуре за отраженной волной около  $7000^\circ$  примерно через 70 мксек после прохождения фронта отраженной волны. Косвенные оценки и прямые измерения все же указывали, что температура за отраженной волной в аргоне, во всяком случае, не сильно отличается от рассчитанных по скорости падающей ударной волны значений.

В наших опытах скорости падающих волн менялись от 0.9 до 1.1 км/сек, что соответствовало температурному диапазону от 1800 до  $2300^\circ\text{K}$ . Начальные давления изменялись от 100 до 200 мм Hg. Поведение температуры за отраженной волной в аргоне во времени показано на фиг. 4.

Как видно из фиг. 5, вид кривых плохо воспроизводится от опыта к опыту, где кривые соответствуют значениям параметров ( $u_s$ , км/сек;  $p_0$ , мм Hg;  $T^*$ ,  $^\circ\text{K}$ ), а именно: кривая 1 — (0.95, 190, 2070); кривая 2 — (0.95, 180, 2070); кривая 3 — (0.92, 180, 1930); кривая 4 — (0.9, 190, 1900). Для начальных давлений около 100 мм Hg вид кривых также плохо воспроизводится от опыта к опыту.

Рассмотрение фиг. 5 показывает, что резкого спада температуры за фронтом отраженной волны, наблюдавшегося в работе [1], нет. Так что в измеренном нами диапазоне температур температурный импульс за отраженной волной в аргоне более близок к идеальному, чем в работе [1]. Надо отметить, что как в экспериментах с азотом, так и, что особенно важно, с аргонном колебания температуры около среднего значения в процентном отношении меньше, чем при более высоких температурах [1]. Отметим, что длительность температурного импульса хорошо соответствует расчетным значениям, взятым из работы [3], а в случае аргона — даже превосходит их.

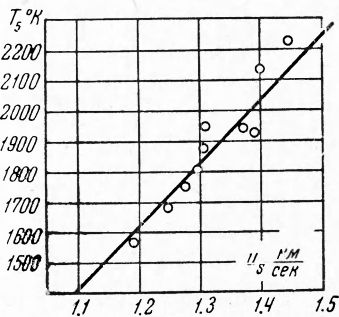
В опытах при сравнительно низких давлениях аргона, в которых расстояние от оси наблюдения до торца составляло 33 мм, непосредственно за фронтом отраженной волны наблюдались иногда нерегулярные всплески температуры природы которых не совсем понятна. Аналогичные всплески температуры вблизи фронта падающей волны в аргоне наблюдались в работах [2, 6].



Фиг. 4



Температуры за отраженными волнами в азоте и аргоне, рассчитанные по скорости падающей волны, сравнивались со средними экспериментальными температурами. Средние температуры определялись как усредненные по времени температуры на участке температурного импульса, близком к плато. Результаты сравнения приведены на фиг. 5 — для азота и фиг. 6 — для аргона. На фиг. 5 и 6 сплошная линия — расчетная. Как видно из фиг. 5, экспериментальные точки для азота удовлетворительно ложатся на расчетную кривую. Расчет производился в предположении термодинамического равновесия (без учета диссоциации).



Фиг. 5

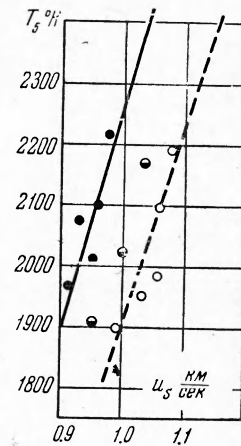
На фиг. 6 пунктирная линия проведена как средняя по экспериментальным точкам при начальном давлении  $P_0 = 100$  мм Hg (для светлых кружков  $P_0 = 100$  мм Hg, для зачерненных —  $P_0 \geq 180$  мм Hg, для наполовину зачерненных —  $P_0 \approx 130$  мм Hg). Средняя температура за отраженной волной в аргоне (фиг. 6), измеренная при начальных давлениях порядка 100 мм Hg, лежит примерно на 13% ниже расчетной кривой. Эти опыты соответствовали давлению за отраженной волной около 6 атм. Как отмечалось в работах [2, 6], при таких давлениях следует ожидать, что измеренное значение температур будет ниже истинного. Причина этого явления — в малости сечений столкновения второго рода атомов благородных газов с атомами натрия. При давлениях, меньших 11 атм, столкновений не хватает для поддержания равновесной заселенности уровней. Для опытов, в которых начальное давление было больше 180 мм Hg (давление за отраженной волной больше 11 атм), наблюдается удовлетворительное совпадение эксперимента с расчетом.

Кроме исследования инертных газов, нами были проведены предварительные исследования поведения температуры в реакционноспособных смесях газов. Для этих опытов была выбрана смесь  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ , разбавленная либо аргонном, либо азотом.

К настоящему времени опубликованы всего две работы [7, 8], в которых обобщенный метод обращения применялся для изучения протекания реакций за ударными волнами, причем были исследованы реакции только за падающими волнами. Наши опыты проводились в отраженных волнах со смесями: 90% Ar + 10% ( $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ ); 97% Ar + 3% ( $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ ); 96%  $\text{N}_2 + 4\%$  ( $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ ). Для смеси 90% Ar + 10% ( $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ ) обнаружено, что взрыв наступает после некоторого периода задержки, и явление взрыва выражено очень ярко. На фиг. 7 приведена типичная осциллограмма смеси 90% Ar + 10% ( $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ );  $u_s = 0.81$  км/сек,  $P_0 = 100$  мм Hg. Точка А соответствует моменту прихода на окна фронта отраженной волны;  $\tau_{AB} \approx 800$  мксек.

Видно, что температура взрыва гораздо выше, чем температура источника сравнения. Для того чтобы измерить взрывные температуры, необходимо иметь источник сравнения с более высокой яркостной температурой. Момент прихода фронта отраженной волны на окна (точка А на фиг. 7) рассчитывается по скорости падающей волны. Время задержки воспламенения можно определить с точностью  $\pm 30$  мксек. Для опыта, соответствующего фиг. 7, к сожалению, нельзя было измерить температуру, предшествующую взрыву, так как температура за отраженной волной была 1300° K, а это лежало за пределами чувствительности установки. В опытах со смесью 97% Ar + 3% ( $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ ) скорости падающих волн лежали в интервале от 0.9 до 1 км/сек. Расстояние от оси наблюдения до торца составляло 33 мм. Реакция в этом случае, по-видимому, протекала очень быстро, так как температура газа за отраженной волной соответствовала расчетной, вычисленной с учетом выделившегося из-за химической реакции тепла. Для смеси 96%  $\text{N}_2 + 4\%$  ( $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ ) удалось наблюдать задержки воспламенения и измерить температуру, предшествующую взрыву. На фиг. 8 приведена характерная осциллограмма смеси 96%  $\text{N}_2 + 4\%$  ( $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ );  $u_s = 1.57$  км/сек,  $P_0 = 32$  мм Hg. Расстояние от оси наблюдения до торца 33 мм. Пунктирная кривая — профиль температуры, рассчитанный по осциллограмме.

Температура держится постоянной в течение  $\sim 550$  мксек и совпадает с расчет-



Фиг. 6

